Физика и теория климата. Часть 5. Малопараметрические модели климата. (компиляция учебных материалов)
Climate Physics and Theory. Part 5. Low-parameter climate models. (A compilation of training materials in Russian)

Содержание. 5.1. Методы подобия и размерности. 5.2. Эффективная радиационная температура. 5.3. Параметры циркуляции атмосферы 5.4. Теория подобия для циркуляции атмосферы 5.5. Учет широтной зависимости потока тепла 5.6. Учет взаимодействия атмосферы и океана 5.7. Широтная модель термического режима климатической системы 5.8. Модель вертикальной структуры 5.9. Парниковый эффект 5.10. Антипарниковый эффект и «ядерная зима» 5.11. Использованные источники

Contents. 5.1. Similarity and dimensionality methods 5.2. Effective radiative temperature 5.3. Atmospheric circulation parameters 5.4. Similarity theory for atmospheric circulation 5.5. Accounting latitudinal dependence of heat flux 5.6. Accounting atmosphere-ocean interactions 5.7. Latitudinal model of thermal regime of climate system 5.8. Model of vertical structure 5.9. Greenhouse effect 5.10. Anti-greenhouse effect and “nuclear winter” 5.11. Used sources

Изложенные материалы взяты из источников [1–6] и из Интернета без существенных переделок. При необходимости ссылаться следует на первоисточники.

The materials presented are undertaken from the sources [1 – 6] and from the Internet without the essential alterations. If necessary, one should refer to the original sources.

5.1. Методы подобия и размерности.

Важной задачей теории климата является определение поля температуры в климатической системе со свойственными ему колебаниями во времени (а затем определение и других климатических полей) по заданному краевому условию — полю инсоляции — и по характеристикам климатической системы самой по себе, таким, например, как массы и количественные составы атмосферы и океана, свойства составляющих их веществ (теплоемкости, коэффициенты поглощения радиации и т.п.), механические свойства льда и т.д.

Эту задачу можно разделить на две. Одна из них — это определение глобальных (горизонтальных) неоднородностей поля температуры, создаваемых разностью инсоляций в экваториальной и полярных зонах при сглаживающем влиянии генерируемых температурными неоднородностями крупномасштабных движений и соответствующего теплообмена в атмосфере и океане. Такие "горизонтальные" процессы успешно описываются теорией подобия Г.С. Голицына для циркуляции планетных атмосфер.

Другой половиной задачи является определение вертикальных неоднородностей температурного поля, включая "парниковый эффект",

VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

создаваемых на Земле (с ее почти прозрачной для основной доли энергии солнечного излучения атмосферой) нагревом ее поверхности и сглаживающим влиянием вертикального теплообмена за счет термической конвекции (с учетом вертикального переноса как обычной теплоты, так и скрытой теплоты испарения, переносимой водяным паром), доминирующей в нижних слоях атмосферы, и за счет лучистого переноса собственного теплового излучения поверхности Земли и атмосферы, доминирующего в верхних слоях.

Теория должна давать как качественное объяснение наблюдаемых особенностей климата (и реконструкции климатов прошлого), на что нацеливаются упрощенные оценочные теории, такие как теория подобия, так и методы прогноза его эволюции в будущем, основным из которых представляется расчет по достаточно детальным численным моделям климатической системы.

5.2. Эффективная радиационная температура.

Простейшие оценки температуры планеты получаются при использовании двух размерных величин - альбедо A (отражательная способность, усредненная и по поверхности планеты, и по спектру длин волн солнечного излучения) и потока усваиваемого (поглощаемого) солнечного излучения $q = q_0/(1 — A)$, где $q_0 = I_0/4$. Этот поток должен компенсироваться потоком собственного (уходящего) длинноволнового излучения σT_r^4 , где T_r - *эффективная температура излучения:*

$$f\sigma T_r^4 = q; \qquad T_r = \left(\frac{q_0(1-A)}{\sigma} \right)^{1/4}, \tag{5.2.1}$$

где σ = 5,67 x 10^{-8} Вт $м^{-2}$ $К^{-1}$ — постоянная Стефана – Больцмана, f – излучательная способность. Согласно измерениям (в последние десятилетия — спутниковым), у Земли $A \approx 30$ %, и из (5.1) получается $T_r \approx 255$ K. По формуле Планка максимум спектра излучения абсолютно черного тела приходится на длину волны $\lambda_{max} = ch/xk_BT_r$, где c — скорость света, h и k_B — постоянные Планка и Больцмана, а x - корень уравнения $x = - ln(1 — x/5)$. Для Земли получается $\lambda_{max} \approx 12$ мкм.

Для других планет величины A и T_r имеют следующие значения (табл.5.1)

Таблица 5.1

Планета	A, %	T_r, К
Меркурий	9	435
Венера	77	228
Марс	24	211
Юпитер	42	109
Сатурн	50	76
Уран	50	57
Нептун	50	46
Плутон	40	32

Температура 255 К наблюдается в атмосфере Земли на высотах около 5 км. Согласно многочисленным и многолетним измерениям, средняя температура приповерхностного слоя воздуха T_s близка к 288 К. Разность температур $\delta T_s = T_s - T_r \approx 33$ К называется *парниковым эффектом*. При прочих равных условиях, чем больше парниковый эффект, тем теплее нижние слои атмосферы.

Заметим, что Венера дважды парадоксальна. Во- первых, инсоляция на ней почти вдвое больше, чем на Земле, так что ее атмосфера, казалось бы, должна быть много теплее; но у нее огромное альбедо (почти как у снега — поэтому она и является самым ярким объектом на небе, после Солнца и Луны). Большое A создается очень мощным слоем слабой вод-носернокислотной дымки на высотах 48-67 км. Поэтому, поглощаемое солнечное излучение, и, следовательно, T_r оказывается меньше, чем на Земле. Во-вторых, несмотря на это, нижняя атмосфера оказалась очень горячей: $T_s \approx$ 735 К, так что вследствие большой мощности углекислой атмосферы (ее давление у поверхности оказалось равным 91 атм) парниковый эффект $\delta T_s \approx$ 507 К колоссален.

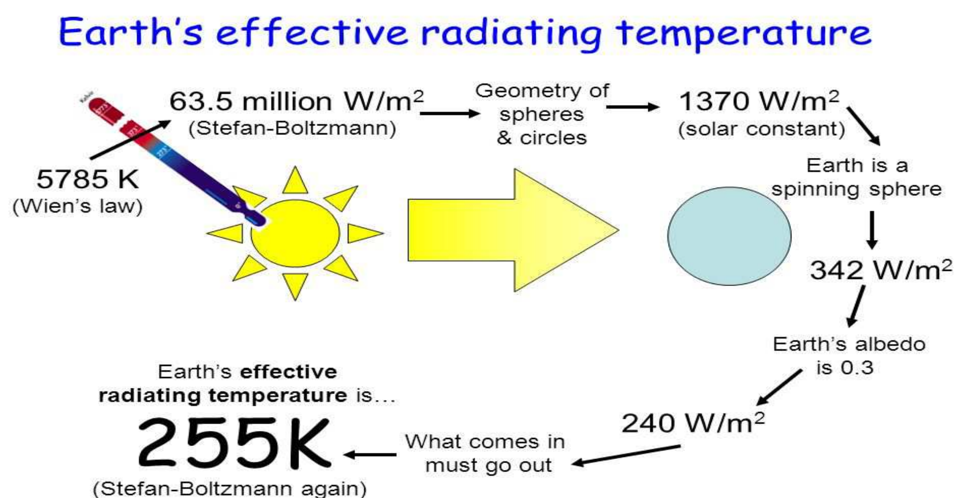


Рис. 5.1. Схема вычисления эффективной радиационной температуры. (к источнику)

Для Марса эффективная температура оказалась существенно выше температуры замерзания CO_2, так что она вполне допускает существование углекислотной атмосферы; таковая и наблюдается (95 % CO_2), причем, как указывалось выше, вымерзание CO_2 происходит только в зимних полярных шапках.

Что же касается Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, то прямые измерения спектров их инфракрасного излучения с космических аппаратов дали для соответствующих эффективных температур значения около 130, 95, 58 и 56 К, заметно большие, чем приведенные в табл. 5.1 значения. Это означает, что кроме инсоляции эти планеты могут иметь еще внутренние источники тепла, и для них к потоку q усваиваемого солнечного излучения

нужно добавлять сравнимый с ним и даже больший внутренний "планетотермический" поток тепла q;

5.3. Параметры циркуляции атмосферы.

Однако параметра T_r (или T_s) недостаточно. Для оценок циркуляции атмосферы необходимо добавить среднюю разность температур приземного слоя воздуха между экватором и полюсами δT. Она входит в определение удельной скорости генерации кинетической энергии в атмосфере (Г. С. Голицын, 1968):

$$\varepsilon = \eta \frac{q}{M}, \qquad \eta = k\frac{\delta T}{T_m}, \tag{5.3.1}$$

где M — масса единичного столба атмосферы, η — КПД атмосферной «тепловой машины», T_m — наибольшая температура приземного слоя воздуха (в экваториальной зоне), k — коэффициент использования (k ~ 0.1, т.е. атмосферная тепловая машина хуже идеальной.

По T_r можно определить скорость звука c_r, Масштаб синоптических процессов L, типичную скорость ветра U, типичное время синоптических процессов τ, типичный коэффициент горизонтального перемешивания K_h и ряд других производных величин.

$$c_r = (\gamma R T_r/\mu)^{1/2} \approx 320 \text{ м/с}; \;\; L \sim c_r/2\omega \approx 3000 \text{ км}; \;\; U \sim (\varepsilon L)^{1/3} \approx 10 \text{ м/с};$$

$$\tau \sim \varepsilon^{-1/3} L^{2/3} \approx 3 \text{ сут}; \;\; K_h \sim 0{,}1\varepsilon^{1/3} L^{4/3} \approx 3\ 10^6 \text{ м}^2/\text{с} \tag{5.3.2}$$

где $\gamma = c_p/c_v \approx 1.4$ — отношение теплоемкостей, $R \approx 8{,}314$ Дж/(К-моль) — универсальная газовая постоянная, $\mu = 29$ — относительная молекулярная масса атмосферного воздуха, ω — угловая скорость вращения Земли.

Величину δT можно определить из условия равновесия между дивергенцией суммарного по толще атмосферы создаваемого воздушными течениями меридионального потока тепла и потерями тепла на излучение, которое можно записать в упрощенном виде:

$$c_p M U \frac{\delta T}{\pi a/2} = q = f\sigma T_r^4, \tag{5.3.3}$$

где a — радиус планеты. Используя указанные выше определения U, ε и T_r из (5.3.2) получаем

$$\delta T = (f\sigma)^{-1/16} c_p^{-3/4} q^{9/16} \left(\frac{\pi a}{2M}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{2k_1}\frac{a}{L}\right)^{1/4}, \tag{5.3.4}$$

где $k_1 = kT_r/T_m$. Множитель с a/L описывает влияние скорости вращения планеты. При *быстром* вращении $L \sim c_r/\omega$, так что размеры атмосферных синоптических вихрей относительно невелики ($a/L \approx a\omega/c_r < 1$). Поэтому перенос ими тепла от экватора к полюсам не так силен и разность температур между экватором и полюсами $\delta T \sim \omega^{1/4}$ оказывается довольно большой. При

медленном вращении $L \sim 2a$, и вращение на δT не влияет. Отметим еще зависимости некоторых параметров атмосферной циркуляции от массы единичного столба атмосферы M:

$$\eta \sim M^{-1/2}; \quad \varepsilon \sim M^{-3/2}; \quad U \sim M^{-1/2}; \quad \delta T \sim M^{-1/2}; \quad \tau \sim M^{1/2}. \qquad (5.3.5)$$

Из формулы $U \sim M^{-1/2}$ видно, в частности, что полная кинетическая энергия атмосферных движений $E \sim MU^2$ не зависит от M.

5.4. Теория подобия для циркуляции атмосферы.

Формулы (5.3.1) – (5.3.4) содержат шесть «внешних» размерных параметров: усваиваемый *поток солнечной радиации* q, *радиус планеты* a, *угловая скорость* ее вращения ω, *масса* единичного столба атмосферы M, удельная *теплоемкость* атмосферного воздуха c_p и постоянная Стефана—Больцмана σ. В формулах содержится еще один безразмерный внешний параметр— относительная *молекулярная масса* атмосферного воздуха μ. Можно добавить седьмой размерный внешний параметр — типичное *ускорение свободного падения* в атмосфере планеты g.

Г. С. Голицын высказал гипотезу, что эти семь размерных и один безразмерный параметр полностью определяют атмосферную циркуляцию и построил соответствующую теорию подобия для циркуляции планетных атмосфер. Поскольку независимых размерностей четыре (длина, время, масса и температура), из семи размерных внешних параметров можно составить три независимые безразмерные комбинации (критерии подобия):

$$\Pi_\omega = a/(2L) = \omega a/c_r; \ (L = c_r/2\omega);$$
$$\Pi_g = H/a = c_r^2/(\gamma g a); \ \ [H = c_r^2/(\gamma g)]; \qquad (5.4.1)$$
$$\Pi_M = \tau_p/\tau_r; \ \ (\tau_p = a/c_p; \ \tau_r = c_p M T_r/q.$$

где H – высота однородной атмосферы; если $L > 2a$, надо полагать $L = 2a$. По оценкам Голицына $\Pi_\omega \sim 10^{-2}$ у Меркурия и Венеры, 10^0 у Земли и Марса и 10^1 у больших планет и может служить основой для классификации циркуляций атмосфер на этих планетах. В выражении (5.4.1) для Π_g величина H есть так называемая толщина однородной атмосферы. $\Pi_g \sim 10^{-3}$ —10^{-4} для всех планет. В выражении для Π_M величины τ_p - время релаксации возмущений давления (или плотности) к состоянию локального теплового равновесия. Можно условиться, что параметры ω, g и M входят в формулы теории подобия только через критерии (5.4.1). Тогда, согласно теории подобия, любая характеристика атмосферной циркуляции F должна иметь вид

$$F = a^{n1} q^{n2} c^{n3} a^{n4} \Psi_F(\Pi_\omega, \Pi_g, \Pi_M)\,, \qquad (5.4.2)$$

где Ψ_F — некоторая универсальная безразмерная функция от критериев подобия, а показатели $n_1,..., n_4$ подбираются так, чтобы величина F имела правильную размерность. Так, например, полная энергия Е должна иметь вид

$$E = \sigma_1^{1/3} c_p^{-1/2} q^{7/8} a^3 \Psi_E(\Pi_\omega, \Pi_g). \quad (5.4.3)$$

Если определить временной масштаб атмосферных процессов формулой $\tau_0 = L/U_o$ и скорость генерации кинетической энергии формулой $\varepsilon = E/(4\pi a^2 \tau_0)$, то из сопоставления последней с (5.3.1) и использования (5.3.3) можно определить функцию

$$\Psi_E = (2\pi)^{4/3} \left(k \frac{T_r}{T_M}\right)^{1/2} \left(\frac{a}{L}\right)^{-1/2} \quad при \quad L < a \quad (5.4.4)$$

Теперь основные параметры общей циркуляции атмосферы могут быть описаны следующими выражениями:

$$\eta = (\pi/2)^{1/2} k_1^{3/4} \sigma_1^{3/16} c_p^{-3/4} q^{5/16} a^{1/2} M^{-1/2} (a/L)^{1/4}$$
$$\varepsilon = (\pi/2)^{1/2} k_1^{3/4} \sigma_1^{3/16} c_p^{-3/4} q^{21/16} a^{1/2} M^{-3/2} (a/L)^{1/4}$$
$$E = (2\pi)^{4/3} k_1^{1/2} \sigma_1^{1/8} c_p^{-1/2} q^{7/8} a^3 (a/L)^{-1/2}$$
$$U = (2\pi)^{1/6} k_1^{1/4} \sigma_1^{1/16} c_p^{-1/4} q^{7/16} a^{1/2} M^{-1/2} (a/L)^{1/4}$$
$$\delta T = (\pi/2)^{1/2} k_1^{-1/4} \sigma_1^{-1/16} c_p^{-3/4} q^{5/16} a^{1/2} M^{-1/2} (a/L)^{1/4} \quad (5.4.5)$$

Аналогично Г. С. Голицыным и его последователями был рассчитан также ряд других параметров климатической системы, в том числе параметры турбулентности в атмосферном пограничном слое.

5.5. Учет широтной зависимости потока тепла.

В 1973 г. в Институте океанологии АН СССР А. С. Мониным и С. С. Зилитинкевичем была предложена детализация изложенной теории подобия, предназначенная для оценки вариаций климатических характеристик при изменениях усваиваемого потока тепла q и его распределения по меридиану. При этой детализации уравнение (5.2.1) сохраняется. В (5.3.1) q заменяется на типичную разность δq усваиваемых потоков тепла на экваторе и на полюсе, и это уравнение с точностью до фиксированного множителя записывается в виде

$$\varepsilon \sim (\delta T/T)\, \delta q. \quad (5.5.1)$$

Уравнение (5.3.2) записывается в виде $c_p M(LU/a)(L\delta T/a) \sim \delta q$, где $L \sim c_r/\omega \sim T^{1/2}$, так. что с точностью до фиксированного множителя получается $TU\delta T \sim$

δq. Наконец, добавляется оценка для удельной скорости диссипации кинетической энергии $\varepsilon \sim U\tau$, где $\tau \sim \rho U^2$ — типичное напряжение трения в атмосферном пограничном слое, а $\rho \sim 1/T$ — плотность воздуха, так что $\varepsilon \sim U^3/T$. Из этих уравнений получается

$$T \sim q^{1/4}; \quad \delta T \sim q^{-3/16}(\delta q)^{1/2};$$
$$U \sim q^{-1/16}(\delta q)^{1/2}; \quad \varepsilon \sim q^{-7/16}(\delta q)^{3/2}. \tag{5.5.2}$$

Эти формулы можно использовать для оценки сезонных колебаний величин (5.5.2), считая, что в летнем полушарии q оказывается в $(1+\alpha)$ раз больше своего среднего годового значения (по астрономическим данным, на день летнего солнцестояния α = 0,33). Дополнительный поток $\alpha q_{ср}$ падает в основном на полярную область, так что δq приобретает множитель $1—\alpha$. Для зимнего полушария следует заменить α на $—\alpha$ = —0,39. Результаты расчетов приводятся в табл. 5.2.

Таблица 5.2.

Сезонные колебания.

	T, К	δT, ºС	U, м/с	ε, см^2/с^3
Среднее годовое	288	60	20	5
Летний экстремум	309,3	46,6	16,0	2,4
Зимний экстремум	254,6	77,6	24,4	10,2
Множитель для лета	1,07	0,78	0,80	0,48
Множитель для зимы	0,88	1,29	1,22	2,04

Сезонные колебания средней температуры T здесь оказались заметно завышенными (так как реальная атмосфера в своих сезонных колебаниях значительно отклоняется от состояния лучистого равновесия, которое только и описывается формулой (5.2.1). В то же время сезонные колебания δT и U получились вполне удовлетворительными. Так, в южном полушарии по эмпирическим данным летом (в январе) δT = 40°С и зимой (в июле) 74°С, а кинетическая энергия $\pi a^2 MU^2$ летом равна 3,9 Дж, а зимой $7{,}1\cdot 10^{20}$ Дж (против 3,4 и 7,8 Дж, оцениваемых по данным табл. 5.2).

Успешность формул (5.5.2) позволяет пытаться применять их для оценки искусственных ситуаций. Так, при увеличении солнечной постоянной в (1+α) раз или при размещении по экватору искусственных источников тепла с мощностью в пересчете на единицу площади всей Земли равной αq будет $q \sim l+\alpha$ и $\delta q \sim 1+\alpha$. При равномерном распределении этих источников по всей поверхности Земли будет $q \sim 1+\alpha$, но δq не изменится. При их размещении на одном из полюсов в этом голушарии будет $q \sim l + \alpha$ и $\delta q \sim 1— \alpha$. Наконец, при размещении источников $\alpha q/2$ на обоих полюсах будет $q \sim 1+ \alpha$ и $\delta q \sim l— \alpha /2$.

Результаты расчетов по формулам (5.5.2) в перечисленных искусственных ситуациях при α = 0,1 приведены в табл. 5.3. Все они, кроме прироста средней температуры Т, невелики, так что с точки зрения изложенной упро-

упрощенной теории можно признать, что минимальная мощность искусственных источников тепла, способная создать заметные изменения глобального климата, должна создавать поток тепла не менее 0,1*q*, т. е. должна быть порядка 1013 кВт, что эквивалентно ежесекундному сжиганию 2 Мгт ТНТ.

Таблица 5.3.

Эффекты дополнительных источников тепла.

Распределение источников	*T*, К	δT, ºС	*U*, м/с	ε, см^2/с^3
На экваторе	7,2	+ 1,9	+0,9	+0,5
Равномерное	7,2	-1,1	-0,1	-0,2
На одном полюсе	7,2	-4,1	-1,1	-1,0
На обоих полюсах	7,2	-2,6	-0,6	-0,6

5.6. Учет взаимодействия атмосферы и океана.

В 1976 г. в Институте океанологии АН СССР теория подобия Г. С. Голицына была детализирована также и в другом направлении— включении в нее эффектов глобального взаимодействия атмосферы и океана. Для этого в (5.3.3) к атмосферному меридиональному потоку тепла *q* добавляется океанский поток q_w:

$$q \to q + q_w; \qquad q_w = (2/3)(2Q), \tag{5.6.1}$$

где *Q* - вертикальный поток тепла из атмосферы в океан в низких широтах и из океана в атмосферу в высоких широтах (2/3 — относительная доля площади океанов). Это создает возможность учесть при оценках характеристик климата глобальное взаимодействие атмосферы и океана. Величина *Q* определялась из формул теории мелкомасштабного (локального) взаимодействия атмосферы и океана

$$Q = c_w \rho_w K \frac{\delta T}{h}, \qquad K = \alpha_w u_*^2 \left(\frac{\delta U_w}{h} \right)^{-1}, \qquad u_* = \left(c_f U^2 \frac{\rho_a}{\rho_w} \right)^{1/2}, \tag{5.6.2}$$

где *К* и K/a_w — кинематические коэффициенты турбулентной теплопроводности и вязкости, и* — скорость трения в океане ($c_f \sim 10^{-3}$ — коэффициент трения морской поверхности), $ST_w \sim ST$ и SU_w — типичные вертикальные перепады температуры и скорости течения в верхнем деятельном слое океана толщиной *h*, и величины с индексом *w* относятся к воде. Можно ввести новый безразмерный критерий Π_Q, дополнительный к (5.4.1) и получить выражение для δT :

$$\frac{\delta T}{T_r} = \left(\frac{2.2}{m} \frac{\Pi_M \Pi_Q^3}{1+\xi} \right)^{1/2}; \qquad \Pi_Q = \frac{q_w}{q_a} \left(\frac{\delta T}{\delta T_w} \right)^{2/3} \approx 0.4; \qquad \xi = \Pi_Q \left(\frac{\delta T_w}{\delta T} \right)^{2/3}, \tag{5.6.3}$$

где $m \approx 1.2$ – числовой множитель. В (5.6.3) безразмерный множитель Π_Q имеет смысл верхнего предела отношения ξ океанского меридионального потока тепла к атмосферному.

Зная величину δT и среднюю температуру приземного слоя, воздуха $T_s = T_r/\alpha_r$, можно найти температуры на экваторе $T_e = T_s + 1/3\delta T$ и на полюсе $T_p = T_s - 2/3\delta T$, а также разность температур океана $\delta T_w = T_e - \max(T_p, T_c)$, где T_c — температура замерзания воды. Изложенная теория позволяет рассчитывать по внешним параметрам климатические характеристики атмосферы T_s, T_e, T_p, U, Q_a, океана δT_w, K, h и их мелкомасштабного взаимодействия τ и Q.

Так, например, для современного климата, когда Антарктида покрыта льдом, а Арктика полуизолирована от Мирового океана, по формуле (5.6.3) для δT можно положить $\xi = 0$. При современных значениях $T_r = 255$ K, $\Pi_\omega = 1{,}7$ и $\Pi_м = 2{,}17 \cdot 10^{-3}$ по (5.6.3) получается $\delta T = 36$ºС и затем T_s=15ºС, T_e= 27°С, T_p = — 9°С, U = 10 м/с, τ = 0,1 Па, Q_a = 244 Вт/м^2, 4/3Q = 84 Вт/м^2, δT = 27°С, K = 1,7 см^2/с и h = 300 м — в общем в хорошем соответствии с эмпирическими данными.

В мезозое оба полюса находились, по-видимому, в открытом океане и в полярных областях не было многолетних льдов, так что суммарное альбедо Земли было, вероятно, несколько меньше современного. Если принять, что q было на 4 % больше современного, то T_r и T_s получаются на 3°С выше современных; ξ = 0,42; δT = 31°С; T_e = 301К (на 1 К выше, чем сейчас); T_p = 270К (на 6 К выше, чем сейчас)—отсюда и упомянутое выше отсутствие многолетних льдов.

В пермокарбоне Южный полюс находился на Гондванском континенте, а Северный, по-видимому, в Тихом океане. Если в первом приближении оценивать пермокарбоновые климаты южного и северного полушарий по отдельности, приписав южному значение ξ = 0 и, скажем, среднее альбедо 0,37 (20% площади льдов с альбедо 0,8 и 80% безледных площадей с альбедо 0,26), то T_r и T_s будут на 7°С ниже современных, δT = 35°С, T_e = 293К, T_p = 258 К. В северном же полушарии, взяв мезозойское δT = 31°С, получаем близкую к современной температуру Арктики T_p = (293 —31)К = 262К.

По изложенной теории можно оценивать также климаты быстро и медленно вращающейся Земли и т. п. Оценим, например, климат мощной углекислой атмосферы с адиабатическим вертикальным температурным градиентом $\gamma_a = g/c_p$ = 11 К/км. Оценки при $(T_s - T_r)\gamma_a^{-1} > 5$ км дают $T_s >$ 37°С.

5.7. Широтная модель термического режима климатической системы

Формула (5.1) позволяет рассчитать среднюю радиационную температуру атмосферы. Был предпринят ряд попыток рассчитать зональное распределение температуры приземного слоя атмосферы при помощи одного уравнения среднего годового бюджета тепла для широтных зон атмосферы в целом. Это уравнение бюджета тепла берется в виде

$$QS(x)[1 - \alpha(x)] - I(x) = D(x), \qquad (5.7.1)$$

где $x = \sin\varphi$; φ – широта; $Q = I_0/4$ — четверть солнечной постоянной; $QS(x) = W_0/T_0$ — средняя годовая инсоляция, определяемая астрономическими формулами; $\alpha(x)$—планетарное альбедо. Поэтому, $QS(l—\alpha)$ есть средняя годовая усваиваемая солнечная радиация; $I(x)$—поток уходящего длинноволнового излучения Земли, $D(x)$ — это дивергенция проинтегрированного по всей толще атмосферы и океана среднего годового меридионального потока тепла, создаваемого крупномасштабными движениями. При $D = 0$ и $I = f\sigma T^4$ уравнение (5.7.1) превращается в (5.2.1).

При более детальном подходе для определения Т (х) из уравнения (5.7.2) входящие в него функции $I(x)$, $D (x)$ и $\alpha(x)$ выражают через $T(x)$ теми или иными приближенными полуэмпирическими формулами. Первым это сделал М. И. Будыко A968), положив

$$I(x) = a + bT(x) - [a_1 + b_1 T(x)]n = A + BT(x);$$
$$D(x) = \beta[T(x) - \overline{T}];$$
$$\alpha(x) = \begin{Bmatrix} \alpha_1 & при & T(x) < T_c \\ \alpha_w < \alpha_i & при & T(x) > T_c \end{Bmatrix} \qquad (5.7.2)$$

где a =14,0; a_1 = 3,0 ккал/(см^{2}мес)= 125,7 МДж/м^2 в месяц; b = 0,14 и b_1 = 0,10 ккал/(см$^{2\cdot}$мес·К) = 4,19 МДж/(м^{2}К) в месяц, n — балл облачности, для которого принималось среднее значение 0,5, так что получалось A = 12,5 ккал/(см^{2}мес) = 523,75 МДж/м^2 в месяц и B = 0,09 ккал/(см^{2}мес·К) = 3,77 МДж/(м^{2}К) в месяц; $\overline{T}$ —это средняя планетарная температура приземного слоя воздуха, β = 0,235 ккал/(см^{2}мес·К)= 9,85 МДж/(м^{2}К) в месяц; α_i = 0,62 и α_w = 0,32 — средние альбедо ледовитых и безледных широтных зон, T_c = — 10 °С — средняя годовая температура на границе между этими зонами (в настоящее время в Арктике — на широте 72° N). Из (5.7.1) и (5.7.2) получается формула для расчета средней годовой температуры на различных широтах:

$$T = \frac{QS(1-\alpha) - a + a_1 n + \beta\overline{T}}{\beta + b - b_1 n} \qquad (5.7.3)$$

Почти одновременно аналогичную «параметризацию» величин I, D и α предложил В. Селлерс 1969). Вместо линейной формулы (5.7.2) для $I(T)$ Селлерс использовал более громоздкую эмпирическую формулу, а обратную связь альбедо с температурой он описывал, наоборот, линейным законом.

В модели Будыко получено с учетом вышеуказанных значений параметров распределение средних температур воздуха на различных широтах (кривая 1 на рис. 5.2). Сравнение этих результатов с эмпирическими данными (кривая 2) указывает на малую величину расхождения между ними

(среднее отклонение составляет 1,2ºС). Эта величина мала по сравнению с интервалом изменений средних широтных температур воздуха, что указывает на удовлетворительное описание условий реального климата, применяемой моделью.

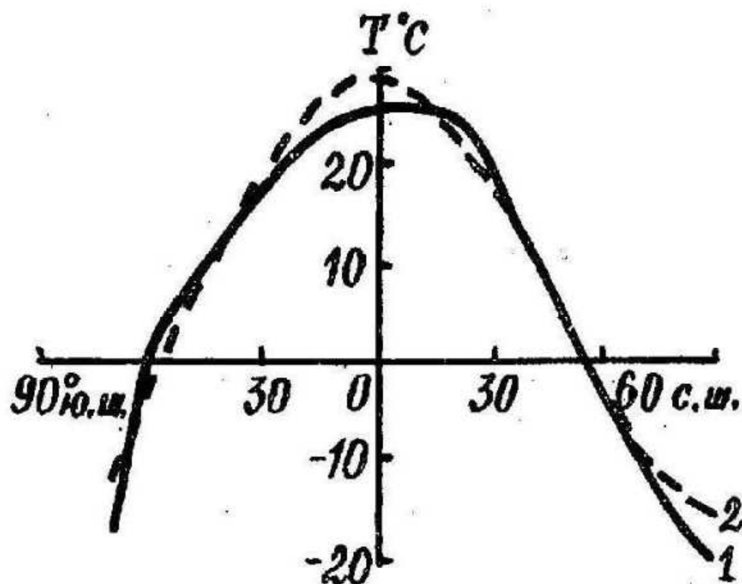


Рис. 5.2. Распределение средней широтной температуры по модели Будыко.

Особенностями стационарных моделей широтной структуры приземного слоя атмосферы типа Будыко и Селлерса, изучавшимися в ряде работ, являются неединственность их решений (указывающая, возможно, на интранзитивность климата в смысле Э. Лоренца, см. § 2) и неустойчивость большинства решений относительно малых вариаций параметров этих моделей. Так, М. И. Будыко 1968) установил, что решение уравнений (5.7.2) — (5.7.3), соответствующее современному климату с полярными льдами, не-неустойчиво по отношению к небольшому понижению инсоляции Q: при ее уменьшении всего на 1,6 % граница полярного ледяного покрова (где $T = T_c$) достигала широты 50°, а при дальнейшем уменьшении Q скачкообразно перемещалась на экватор, т. е. наступало полное оледенение всей Земли. Отмечалась также возможность существования при современном значении Q климатического режима без полярных льдов.

Удобным способом оценки устойчивости решения уравнений климатической модели является построение функционала $\Phi\{T(x)\}$ для которого уравнениями Лагранжа (получаемыми приравниванием нулю его первой вариации по $T(x)$, т. е. $\delta\Phi = 0$) служат уравнения модели. Тогда условием устойчивости решения является неотрицательность второй вариации $\delta^2\Phi > 0$. Г. С. Голицын и И. И. Мохов 1978) построили такие функционалы для модели Селлерса. Они получили уравнение, позволяющее определить критическую широту границы льдов φ_c, ниже которой происходит полное оледенение Земли.

Климатам с широтой границы льдов выше φ_c (в том числе современному климату) отвечает минимум функционала Φ), и они устойчивы. Наоборот,

промежуточным климатам с широтой границы льдов между φ_c и 0 отвечает максимум Φ, и они неустойчивы.

5.8. Модель вертикальной структуры.

Реакциями климатической системы на воздействие заданного краевого условия — инсоляции — являются рассеяние, отражение, поглощение и переизлучение радиации. Поглощение приводит к нагреву, переизлучение определяется температурой — так создается связь между полями излучения и температуры.

При расчете характеристик этих процессов поле излучения в климатической системе приближенно можно считать неполяризованным и описывать его только одним параметром Стокса — *спектральной интенсивностью излучения* $I_\lambda(\mathbf{x}, \boldsymbol{n}, t)$, где $\mathbf{x}$ — пространственная координата, а $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор направления распространения электромагнитных волн, так что векторный интеграл по телесным углам Ω есть спектральный $\boldsymbol{F}_\lambda(\mathbf{x}, t)$, а интеграл по длинам волн — интегральный *поток лучистой энергии* $\boldsymbol{F}(\mathbf{x}, t)$:

$$\boldsymbol{F}_\lambda(\mathbf{x}, t) = \int I_\lambda \boldsymbol{n} d\Omega(\boldsymbol{n}) \qquad \boldsymbol{F}(\mathbf{x}, t) = \int \boldsymbol{F}_\lambda(\mathbf{x}, t) d\lambda. \tag{5.8.1}$$

Интеграл по значениям $\boldsymbol{n}$, направленным из верхней полусферы в нижнюю есть восходящий поток радиации $\boldsymbol{F}\uparrow$, а из нижней полусферы в верхнюю — нисходящий поток $\boldsymbol{F}\downarrow$.

Климатическую систему приближенно можно считать локально плоскопараллельной средой, в которой направления $\boldsymbol{n}$ удобно отсчитывать от вертикального направления, т.е. характеризовать их зенитными углами θ и азимутами ψ, и рассматривать I_λ как функцию от λ, высоты z над поверхностью Земли и углов θ, ψ. Зависимость от горизонтальных координат и времени параметрическая — через характеристики среды. Эта функция должна удовлетворять уравнению переноса излучения:

$$\begin{aligned}\cos\theta \frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial I_\lambda(z,\theta,\psi)}{\partial z} &= \alpha_\lambda(z)\left[B_\lambda(z) - I_\lambda(z,\theta,\psi)\right] + \\ &+ \sigma_\lambda(z)\left[\int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^{\pi} \gamma_\lambda(z,\theta,\psi,\theta',\psi') I_\lambda(z,\theta',\psi') \sin\theta' d\theta' - I_\lambda(z,\theta,\psi)\right],\end{aligned} \tag{5.8.2}$$

где ρ — плотность среды; α_λ и σ_λ — спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния на единицу массы среды (измеряемые в $см^2\ кг^{-1}$, тогда как коэффициенты $\rho\alpha_\lambda$ и $\rho\sigma_\lambda$, рассчитанные на единицу объема среды, имеют размерность обратной длины); γ_λ — спектральная *индикатриса рассеяния* (т.е. условная вероятность для направления $\mathbf{n}$ рассеянного излучения при фиксированном направлении $\mathbf{n}'$ падающего излучения,

обычно зависящая лишь от косинуса $\cos \upsilon = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}'$ *угла рассеяния* υ); B_λ — отношение спектральных коэффициентов излучения и поглощения (в приближении локального термодинамического равновесия, согласно закону Кирхгофа, не зависящее от природы поглощающих веществ и являющееся универсальной функцией от длины волны и температуры, задаваемой известной формулой Планка для спектра излучения абсолютно черного тела, что и связывает поля излучения и температуры).

При наличии в среде нескольких поглощающих веществ с концентрациями s_k и коэффициентами поглощения $\alpha_{\lambda k}$ и рассеивающих веществ с концентрациями S_i, коэффициентами рассеяния $\sigma_{\lambda i}$ и индикатрисами $\gamma_{\lambda i}$ в (5.8.2) надо полагать

$$\alpha_\lambda = \sum_k s_k \alpha_{\lambda k}, \quad \sigma_\lambda = \sum_i S_i \sigma_{\lambda i}, \quad \sigma_\lambda \gamma_\lambda = \sum_i S_i \sigma_{\lambda i} \gamma_{\lambda i}. \qquad (5.8.3)$$

Излучение, наблюдаемое в климатической системе, делится на коротковолновое солнечное и длинноволновое земное. В солнечном излучении 99 % энергии находится в интервале длин волн λ = 0,17—4 мкм (из них 8% в ультрафиолетовой области 0,1-0,39 мкм, 56% в интервале видимого света 0,39-0,76 мкм с максимумом в синем свете λ_{max} = 0,4738 мкм, 36 % в ближней инфракрасной области 0,76-4 мкм и лишь меньше 0,4% в длинах волн λ > 5 мкм).

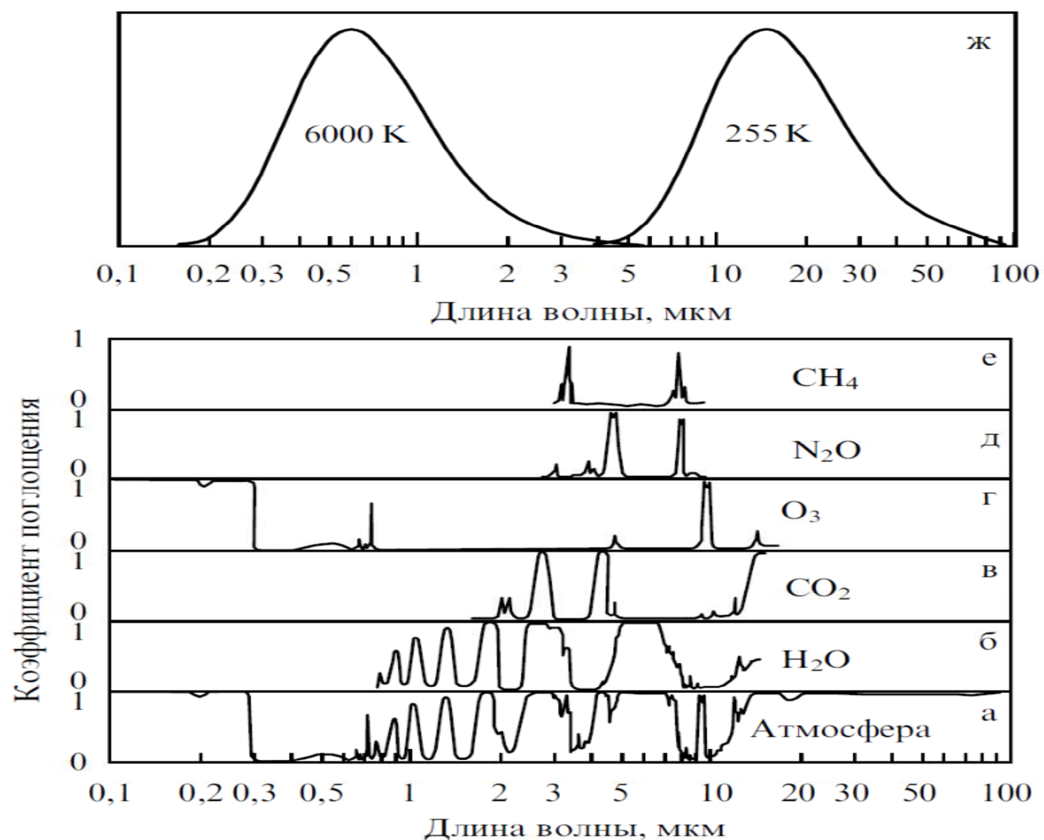


Рис. 5.3. Спектры поглощения атмосферы (а), водяного пара (б), углекислого газа (в), озона (г), закиси азота (д), метана (е) и нормированные спектры излучения солнечной и земной радиации (ж).

Собственное тепловое излучение атмосферы, поверхности Земли и облаков сосредоточено в интервале длин волн 4-100 мкм (99 % энергии излучения при температуре 300 К сосредоточено в интервале 3-80 мкм с максимумом около 10 мкм, а при температуре 200 К — в интервале 4-120 мкм с максимумом около 15 мкм; на длины волн я < 5 мкм приходится менее 0,4 % теплового излучения). Нормированные (на их максимумы) спектры излучения солнечной и земной радиации показаны на рис. 5.3.

Рассеяние коротковолновой радиации в атмосфере могут происходит на микронеоднородностях плотности воздуха или на взвешенных частицах с размерами меньше длины волны (молекулярное или рэлеевское рассеяние с индикатрисой γ_r и коэффициентом рассеяния $\rho\sigma_{\lambda r}$,

$$\gamma_r = (3/16\pi)(1+\cos^2 \upsilon), \quad \rho\sigma_{\lambda r} = (128\pi^5/3)N\beta^2\lambda^{-4}, \quad \beta = (n^2-1)/4\pi N, \qquad (5.8.4)$$

где β — так называемая поляризующая способность среды, n — показатель преломления, N — число рассеивающих частиц в единице объема). Коэффициент рэлеевского рассеяния в воздухе при нормальном давлении в нтервале длин волн 0,3 -1 мкм равняется 1,5 х 10^{-6} — 1,1 х 10^{-8} $см^{-1}$.

Рассеяние может происходить также на более крупных частицах аэрозоля и на облачных частицах. Индикатрисы рассеяния на крупных частицах сильно (в десятки раз) вытянуты вперед, а коэффициенты рассеяния в интервале λ = 0,6 - 3,8 мкм имеют значения около σ_λ = 2500 $см^2$ $г^{-1}$ с уменьшением до 1500 $см^2$ $г^{-1}$ в интервале λ = 2,8 - 3,4 мкм.

К рассеянию относится, в частности, и рассеяние назад, т.е. отражение, возвращающее часть солнечной радиации обратно в космос. Согласно эмпирическим данным, атмосфера (включая облака) отражает около 25 % падающей солнечной радиации q_0, и еще около 5 % отражается от поверхности Земли. Не меньшую роль играет увеличение поглощения радиации атмосферными газами вследствие роста длины пробега фотонов в $\overline{\cos\theta}$ раз. Эта величина, называемая "параметром диффузности", в облаках, например, может иметь значения в несколько единиц.

Поглощение солнечной радиации в атмосфере сравнительно невелико. Оно осуществляется, главным образом, водяным паром, озоном (и кислородом) и в небольшой степени углекислым газом, аэрозолем и облачными частицами. *Водяной пар* создает слабые полосы поглощения в видимом свете (при λ = 0,5430,847 мкм) и в ближней инфракрасной области при λ = 0,72; 0,81; 0,93; 1,13; 1,42; 1,89; 2,01 -2,05; 2,25-3,0; 3,17 мкм. Поглощение *аэрозолем* в среднем сравнимо с поглощением водяным паром. *Углекислый газ* создает пять полос поглощения в ближней инфракрасной области 1,4 - 4,3 мкм, но настолько слабых, что ими при расчетах обычно пренебрегают.

Озон имеет две сильные полосы поглощения в ультрафиолетовой области — полосу Хартли 0,220,29 мкм (с объемным коэффициентом поглощения 135

см$^{-1}$ при λ = 0,255 мкм) и полосу 0,31 - 0,36 мкм, в которых в сумме поглощается около 4 % солнечного излучения, а также слабую полосу Шаппюи в видимом свете с максимумом около я = 0,602 мкм. *Кислород* 0_2 поглощает ультрафиолетовое излучение в полосе 0,130,24 мкм и имеет две узкие линии поглощения в видимом свете при я = 0,69 и 0,76 мкм. Поглощение озоном играет исключительно важную роль, так как оно практически отсекает губительную для всех живых организмов ультрафиолетовую радиацию. Эта радиация вредна и для человека: она повышает частоту повреждений кожи, в том числе и злокачественных, и частоту глазных заболеваний (катаракт) и ослабляет имунную систему. Во всех живых организмах она может производить фотолиз и денатурацию молекул белков.

В сумме всей толщей атмосферы поглощается около a = 20 % мощности падающего солнечного излучения. Согласно эмпирическим оценкам, около 55 % энергии падающей солнечной радиации q_o достигает поверхности Земли, причем 5 % отражается обратно в космос, а 50%, т.е. около $q_o(1 — A — a) \approx I_0/8$ « 170 Вт м$^{-2}$, поглощается веществом под поверхностью Земли — водой, грунтом, снегом, льдом, растительностью.

Около 70 % поверхности Земли покрыто морской водой. Полосы поглощения воды в большинстве связаны с полосами водяного пара, но слегка смещены в длинноволновую сторону и размазаны, образуя непрерывный спектр, в котором $\rho\alpha_\lambda$ убывает от значения 0,19 м$^{-1}$ при λ = 0,25 мкм до сине-зеленого минимума 0,002 м$^{-1}$ при λ = 0,46 мкм, затем возрастает до 2,62 м$^{-1}$ при λ = 0,75 мкм и опять убывает до 2,02 м$^{-1}$ при λ = 0,8 мкм. Поглощение растворенной органикой растет в сторону коротких волн и увеличивается с глубиной, а поглощение взвесью имеет небольшой максимум при λ = 0,41-0,43 мкм (и в красных линиях хлорофила λ = 0,67-0,68 мкм — это так называемая фотосинтетически-активная радиация ФАР) и убывает с глубиной. Рассеяние на взвеси очень велико и обладает сильно вытянутыми вперед индикатрисами.

Поверхность Земли, нагреваясь при поглощении солнечной радиации, излучает длинноволновую радиацию, которая, в свою очередь, рассеивается, отражается, поглощается и переизлучается атмосферой (ее часть, возвращающаяся на поверхность Земли, называется *противоизлучением* атмосферы, а разность излучения и противоизлучения называется *эффективным излучением* поверхности Земли). При этом при учете рассеяния только через параметр диффузности $\overline{\cos\theta}$ для поверхности Земли и для верхней границы атмосферы из (5.8.2) приближенно получаются следующие уравнения теплового баланса:

$$a_s q_0 - \left[B_s - \int_{\infty}^{0} B(z) \frac{\partial D(0,z)}{\partial z} dz \right] = q_s + q_{turb} + q_{skr} - q_p - q_{wi}, \qquad (5.8.5)$$

$$q_0(1-A) = B_s D + \int_0^\infty B(z)\frac{\partial D(z,\infty)}{\partial z}dz, \qquad (5.8.6)$$

где $a_s = 1 — A — a$; $B(z) = \sigma T^4(z)$ — интегральная (по длинам волн) функция излучения длинноволновой радиации; $D(z_1,z_2)$ — интегральная функция пропускания длинноволновой радиации атмосферным слоем (z_1, z_2); $D = D(0,\infty)$; q_s — поток тепла вниз, под поверхность Земли; q_{turb} и q_{lat} — турбулентные потоки явного и скрытого тепла на поверхности Земли; q_p — поток тепла, приносимый осадками; q_{wi} — поток тепла создаваемый замерзанием вода или таянием льда или снега (положительный при замерзании). Левая часть в (5.8.5) описывает радиационный баланс поверхности Земли; выражение в квадратных скобках представляет эффективное излучение этой поверхности.

Длинноволновое излучение сильно поглощается целым рядом имеющихся в атмосфере так называемых *парниковых газов*. Поэтому коэффициент пропускания длинноволнового излучения всей атмосферой $D = D(0,\infty)$ должен быть малым. В работе Голицына и Гинзбурга приводится оценка D = 0.14, полученная по эмпирическим данным. Остальные 86 % длинноволнового излучения Земли создаются тепловым излучением уже не ее поверхности, а самой атмосферы.

В среднем за год солнечное тепло, поглощаемое на поверхности Земли, отводится от нее при помощи трех механизмов — эффективного излучения и турбулентного переноса явного и скрытого тепла. Согласно эмпирическим оценкам, эффективное излучение отводит треть этого тепла, а другие два механизма — соответственно одну девятую и пять девятых. Таким образом, наибольшая роль принадлежит турбулентному переносу скрытого тепла (вместе с водяным паром). Но водяной пар является не только теплоносителем (чрезвычайно эффективным, так как у воды скрытая теплота испарения имеет очень большое значение $L \approx 2500$ Дж г$^{-1}$): одновременно он оказывается наиболее эффективным поглотителем длинноволнового излучения в атмосфере, т.е. главным парниковым газом.

Теория должна определять форму вертикальных профилей температуры $T(z)$. Отметим, что один лишь лучистый теплообмен (в отсутствие конвекции) создает тенденцию к выравниванию температур и формированию изотермического профиля $T(z) = T_s$, а одна лишь конвекция (в отсутствие лучистого теплообмена и конденсации влаги) создает тенденцию к формированию линейного профиля температуры $T(z) = T_s — \gamma_a z$ с адиабатическим градиентом $\gamma_a = g/c_p$. В реальной земной атмосфере эти две крайности не реализуются: тропосфера оказывается заметно холоднее изотермической, но из-за выделения тепла при конденсации водяного пара теплее адиабатической (для которой при $c_p = 1003$ Дж г$^{—1}$ К$^{—1}$ получается γ_a « 9,8 град км$^{—1}$.

Эмпирические данные показывают, что тропосфера стратифицирована в среднем линейно, хотя и с доадиабатическим градиентом $\gamma > -\gamma_a$.

5.9. Парниковый эффект.



Рис. 5.4. Схема образования парникового эффекта. (к источнику)

Прямой расчет парникового эффекта оказывается довольно трудным делом из-за сложности спектров поглощения парниковых газов (некоторые из этих спектров показаны на рис. 5.3). Эти спектры — полосчатые, соответствующие электронным, колебательным и вращательным уровням энергии молекул. В колебательно-вращательные полосы спектров поглощения кроме внутримолекулярных некоторый вклад могут вносить также межмолекулярные переходы, обусловленные поляризацией молекул при их электростатическом и обменном взаимодействии во время их соударений (так называемое индуцированное давлением поглощение).

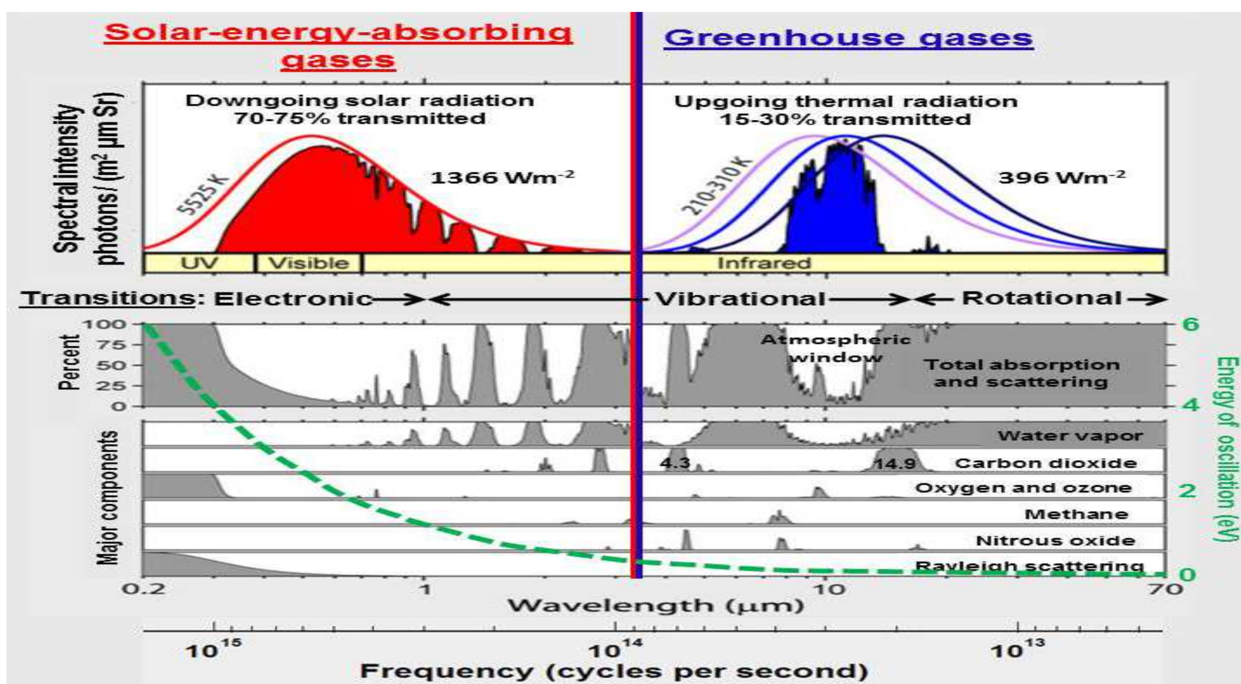


Рис. 5.5. Полосы поглощения атмосферных газов. (к источнику)

Существует также континуальное поглощение, обусловленное крыльями спектральных линий сильных колебательно-вращательных и вращательных полос поглощения. Теоретическому расчету, а также лабораторным и натурным измерениям спектров поглощения атмосферных газов посвящена обширная литература.

Главным парниковым газом является *водяной пар*. Это его свойство было указано еще Д. Тиндалом (1863 г.). Поглощение длинноволновой радиации водяным паром наиболее велико в колебательной полосе 5-7,5 мкм с максимумом при λ = 6,27 мкм, где сглаженный по линиям коэффициент поглощения достигает 200 $см^2$ $г^{-1}$. Интервал 8,5-12 мкм представляет собой атмосферное окно, в котором водяной пар почти не поглощает радиацию — сглаженный коэффициент поглощения имеет порядок 0,1 $см^2$ $г^{-1}$. В области 12-100 мкм расположены вращательные полосы водяного пара (а в интервале 11 -21 мкм добавляется также небольшое поглощение димером водяного пара).

Вторым по значимости (и втрое меньшим по величине эффекта) в земной атмосфере является *углекислый газ*. Его парниковая роль была указана еще С. Аррениусом (1896 г. и Т. Чемберленом (1899 г.). Этот газ имеет слабые полосы поглощения около λ = 4,8 и 5,2 мкм, но наиболее велико поглощение в колебательной полосе 12,9-17,1 мкм с серединой около 15 мкм, где α_λ = 134 $см^2г^{-1}$, и влияние CO_2 оказывается сильнее, чем водяного пара. Обнаруженный измерениями рост атмосферной концентрации CO_2 породил гипотезу, впервые высказанную еще Д. Каллендером (1938 г.), об антропогенном вкладе в потепление климата — выделении углекислого газа при сжигании ископаемого топлива и при сведении лесов, и совершенно несправедливо отодвинул на второй план рассмотрение вопроса об очевидных положительных обратных связях температуры и содержания водяного пара в атмосфере. Вовсе не исключено, что потепление является *не следствием, а причиной* роста концентрации CO_2 в атмосфере: прогрев океана должен приводить к уменьшению растворимости CO_2 в морской воде и выбросу излишка в атмосферу.

Третье место занимает *озон*, имеющий сильные, но узкие полосы поглощения около 4,75 мкм, а также в области атмосферного окна в интервале 9,35-11 мкм с центром X = 9,569 мкм и около 14,1 мкм. Поглощение этого излучения озоном приводит к нагреванию стратосферы и обусловливает само ее существование. Закись азота создает полосы поглощения с центрами 4,54; 7,78; 8,6 и 17 мкм, метан — 3,3 и 7,66 мкм, фреон-11 — 9,22 и 11,82 мкм, фреон-12 — 8,68; 9,13 и 10,93 мкм, четыреххлористый углерод — около 10 и 12,99 мкм и т.д.

Убедительные расчеты парникового эффекта возможны, конечно, лишь при использовании полных (трехмерных) численных моделей общей циркуляции атмосферы с детальным описанием лучистого и конвективного теплообмена (при учете облачности и аэрозоля). Для качественного понимание сущности основных "парниковых” процессов можно построить их упрощенную, оценочную теорию.

Это можно сделать путем упрощения уравнений (5.8.5), (5.8.6). Вынесем в них из-под знаков интегралов средние значения $B_a^{\downarrow}$ и $B_a^{\uparrow}$ нисходящего и восходящего потоков излучения длинноволновой радиации атмосферой. Они весьма близки друг к другу и можно считать, что т.е. $B_a^{\downarrow} \approx B_a^{\uparrow} \approx \sigma T_a^4$ (где T_a – температура атмосферы). Тогда решение (5.8.5), (5.8.6) можно привести к виду

$$\frac{T_s}{T_r} \approx \left(1+\frac{ka_s}{1-A}\right)^{1/4}(1+D)^{-1/4}, \qquad \frac{T_a}{T_r} \approx \left(1-\frac{ka_s D}{1-A}\right)^{1/4}(1-D^2)^{-1/4}, \qquad (5.9.1)$$

где κ — доля эффективного излучения в радиационном балансе поверхности Земли, T_s и T_a – температуры поверхности и атмосферы. Укажем две асимптоты. Если вся солнечная радиация поглощается в атмосфере, то $a \to 1 - A$, $D \to 0$, и $T_s \to T_a \to T_r$. Если же, наоборот, атмосфера прозрачна для солнечной радиации, то $a \to 0$, $D \to 1$, $T_s \to T_r$ и $T_a \to 2^{-1/4}T_r$. В промежуточных случаях возможен как парниковый эффект $T_s > T_r$, если атмосфера поглощает больше земной радиации, чем солнечной. Парниковый эффект можно оценить, пользуясь первой формулой (5.9.1) поставленную в предыдущем разделе.

Для грубой оценки парникового эффекта можно использовать формулу А. Эддингтона

$$T_s = T_0\left(1+\frac{1}{3}\tau\right)^{1/4}, \qquad (5.9.2)$$

где τ — эффективная оптическая толщина всех компонент атмосферы, создающих парниковый эффект, а T_o и T_s — температуры приземного воздуха при отсутствии и при наличии парникового эффекта.

Для современной атмосферы T_o = 255 К, T_s = 288 К и τ = 0,84. Вклад CO_2 в τ составляет около 0,24. При отсутствии CO_2 (т. е. при $\tau \approx 0.6$) получилось бы $T_s \approx$ 280 К, т. е. температура приземного воздуха была бы на 8 К ниже современной. Отсюда видно, что парниковый эффект CO_2 вносит весьма существенный вклад в климат. Согласно приводимым ниже данным, в настоящее время наблюдается рост концентрации CO2 в атмосфере (приписываемый сжиганию ископаемого топлива и своду тропических лесов). Экстраполяция этого процесса приводит к удвоению концентрации CO2 в период 2000—2100 гг. и к дальнейшему возможному росту этой концентрации еще в 2—4 раза (пока не истощатся запасы ископаемого топлива). Соответствующий рост парникового эффекта δT_s можно оценить по следующей формуле, вытекающей из (5.9.2) при малых приростах $\delta\tau$ оптической толщины:

$$\frac{\delta T_s}{T_s} = \frac{1}{4}\left[1-\left(\frac{T_0}{T_s}\right)^4\right]\frac{\delta\tau}{\tau}. \qquad (5.9.3)$$

Здесь надо учесть, что вследствие эффекта Форбса оптическая толщина CO_2 растет не пропорционально массе, а заметно медленнее. Согласно

лабораторным измерениям, удвоение современной концентрации CO_2 приводит к приросту оптической толщины только на $\delta\tau$ ~ 0,024, чему по формуле (5.9.3) соответствует δT_s ~ 0,7К. Оценки по моделям общей циркуляции атмосферы дают большие значения δT_s ~ 2 – 3К в тропосфере (в полярных областях до 6 – 9К). В верхней стратосфере и на больших высотах становится заметно холоднее. При этом увеличиваются влажность воздуха и количество осадков (на 7%).

5.10. Антипарниковый эффект и «ядерная зима».

Формулы (6.10) показывают, что если солнечной радиации поглощается больше, чем земной, то $T_s < T_r$, т.е. возникает так называемый *антипарниковый эффект*. Такие условия может создавать атмосферный аэрозоль.

Сульфатный аэрозоль рассеивает около 3 % прямой солнечной радиации, из них 15-20 % обратно в космос, что составляет всего 0,5 %, а при средней облачности 0,5 — только 0,2-0,3 % от солнечной радиации, достигающей поверхности Земли. Последняя имеет мощность порядка 200 Вт $м^{-2}$, так что антипарниковый эффект получается равным 0,4-0,6 Вт $м^{-2}$, а в северном полушарии с его развитой промышленностью около 1 Вт $м^{-2}$. Эта величина сравнима с парниковым эффектом 1.5 Вт $м^{-2}$ антропогенного прироста CO_2 (но меньше, чем 2-2,5 Вт $м^{-2}$ от всех антропогенных парниковых газов). Более детальные расчеты дали *антипарниковый эффект* более 2 Вт $м^{-2}$ для востока США и до 4 Вт $м^{-2}$ для Европы и Ближнего Востока, но в среднем для всего северного полушария получилось 1,1 Вт $м^{-2}$ (заметим, что эффекты аэрозоля и парниковых газов не "аннигилируют" друг друга, так как они разнесены в пространстве и времени: первый максимален в северном полушарии и летом и действует, конечно, только днем, второй же распределен более равномерно).

Полученные оценки антипарникового эффекта аэрозоля невелики. Но не будем спешить с выводом о его незначительности, так как нужно еще рассмотреть эффект сильных (хотя и редких) вулканических извержений. Они всегда поражали воображение людей своей неодолимостью. Еще около 1250 г. до н.э. взрыв вулкана Санторин уничтожил дворцовый ансамбль Кносс, центр военно-морской минойской цивилизации на о. Крит, оставив потомкам лишь легенду о гибели Антлантиды. В 79 г. до н.э. извержение Везувия уничтожило римские города Геркуланум и Помпею, покрыв их многометровым слоем вулканического пепла. В августе 1883 г. взрыв вулкана Кракатау (Индонезия) забросил в атмосферу на высоты до 80 км около 20 $км^3$ вулканических продуктов, после чего на всей Земле несколько лет наблюдались особенно красные зори (еще более сильное извержение Тамборы, Индонезия, апрель 1815 г., выброс 150 $км^3$ горных пород, не произвело такого впечатления, — вероятно, из-за низкого уровня

информатизации общества того времени). В августе 1902 г. извержение вулкана Мон-Пеле сожгло на Мартинике город Сен- Пьер с 26 000 жителей.

В июне 1912 г. взрыв вулкана Катмай на Аляске был сравнимым по силе со взрывом Кракатау. Впечатления от этих событий привели В. Хемфриса (1913, 1929 гг.) к гипотезам о том, что после сильных вулканических взрывов развиваются глобальные похолодания, и даже, что ледниковые периоды последнего миллиона лет истории Земли были созданы усилениями глобального вулканизма (вторая из этих гипотез не имела совершенно никаких оснований, так как интенсивность глобального вулканизма определяется тектоническими процессами, характерные времена которых на два- три порядка превышают длительности ледниковых периодов).

Во второй половине XX столетия после некоторых сильных извержений (Агунг, 1963; Фуэго, 1974; Св. Елены, 1980; Эль Чичон, 1982 и др.) были произведены специальные аэрозольные измерения, и вулканические индексы сопоставлялись с зонально или глобально осредненными температурами воздуха. Но результаты получались противоречивые, возможно, из-за ненадежности осреднения температур, и лишь после извержения Пинатубо, 1991 г., Хансену и др. удалось уверенно зафиксировать глобальное похолодание, так что период 1992-1995 гг. они назвали ”возвращением к уровню до-Пинатубо”.

Теперь, по-видимому, можно считать, что *сильные извержения вносят существенный вклад в "вибрации климата"*. Но и после самых сильных из известных извержений межоблачная атмосфера остается относительно прозрачной: мы видим звезды, а со спутников на поверхности Земли видны не только очертания континентов, но и многие детали (с размерами иногда чуть ли не до метров). Полностью замутнить земную атмосферу могла бы только катастрофа космических масштабов.

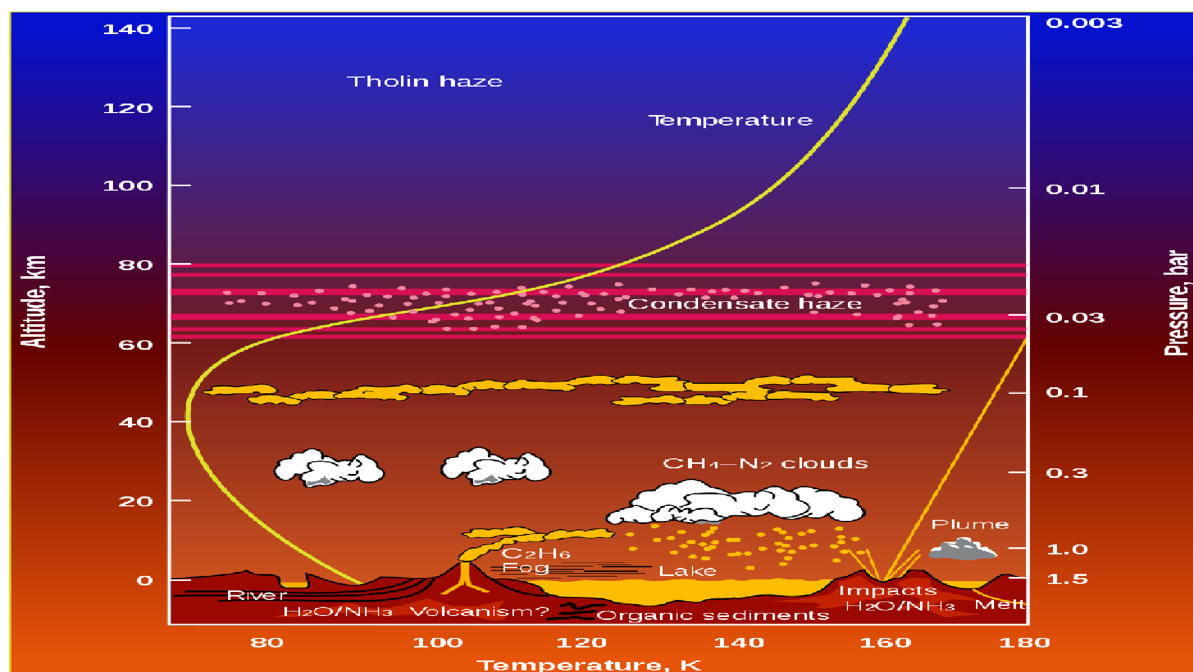


Рис. 5.6. Вертикальное изменение температуры на Титане. (к источнику)

Замутненные атмосферы обнаруживаются в Солнечной системе лишь у Венеры, Урана и Титана. На Венере это очень мощный и непрозрачный слой очень разреженного тумана на высотах 48 - 67 км из микронных капелек водного раствора серной кислоты, похожих на стратосферный сульфатный аэрозоль (но более крупных). Надоблачный слой водородно-гелиевой атмосферы Урана (с 2%-ной примесью метана) содержит полупрозрачную дымку из субмикронных частиц, сквозь которую просвечивают светлые зоны и темные поясы облаков на уровнях с давлениями 0,9-1,3 атм (из кристалликов метанового льда), типичные для зональной циркуляции на быстро вращающихся планетах. У четырнадцатого спутника Сатурна — гигантского Титана (больше Меркурия) имеется непрозрачная атмосфера из азота с 6 % метана и малыми примесями, причем радиопросвечивание обнаружило в ней трехслойную дымку из субмикронных частиц, а давление и температура на ее дне оказались равными 1,6 атм и около 95 К: эта атмосфера оказалась и мощной, и очень холодной.

Тонкая атмосфера Марса обычно прозрачна, и в ней иногда видны небольшие облачка — желтые (пылевые) и голубые (водные). Еще в 1909 г. Антониади отметил, что желтые облака должны развиваться особенно интенсивно, когда Марс находится около перигелия своей орбиты (марсианский год составляет 1,88 земного года). Это подтвердилось более поздними сводками наблюдений.

Наклон оси вращения Марса к плоскости его орбиты в современную астрономическую эпоху таков, что около перигелия его орбиты (когда инсоляция на 20 % больше средней) наступает лето в его южном полушарии, южная полярная шапка интенсивно тает, и атмосфера быстро перетекает на зимнюю северную полярную шапку, создавая сильные ветры и поднимая с поверхности пыль. При этом иногда развиваются глобальные пыльные бури (их образование не строго периодично, а скорее циклично — даже в большей мере, чем у южно-азиатских муссонов на Земле). Условия для наблюдения этого процесса с Земли особенно благоприятны во времена так называемых великих противостояний, когда Земля находится с той же стороны от Солнца, что и Марс, и на минимальном расстоянии от него, причем весь его диск освещен Солнцем. Такое расположение повторяется каждые 15 или 17 лет.

Во время великого противостояния в ноябре 1971 г. к Марсу подлетали космические аппараты "Маринер-9", а затем "Марс-2" и "Марс-3", и присланные ими телеизображения показали, что весь Марс был закрыт атмосферной пылью, сквозь которую просвечивались только вершинные кальдеры гигантских щитовых вулканов области Тарсис с высотами более 20 км. Эта пыльная буря продолжалась около четырех месяцев. Более поздние измерения при помощи посадочных аппаратов показали, что температура поверхности под бурей падает на 10-15 градусов, и температура воздуха выравнивается по вертикали.

Развитие глобальной пыльной бури на Марсе может служить моделью для некоторых сторон возможных катаклизмов на Земле. Развитие такой бури, начиная с подъема пыли в атмосферу ("сальтации", т.е. сдувания ветром, и

конвективных микросмерчей "пыльных дьяволов", красочно описанных А. Блоком в пьесе "Король на площади") и до процессов саморазвития (включая антипарниковое выхолаживание под пылевыми облаками, циркуляций между их холодными ядрами и теплыми периферияями и возникновение "термического ветра"), было проанализировано в работах Голицына и других авторов.

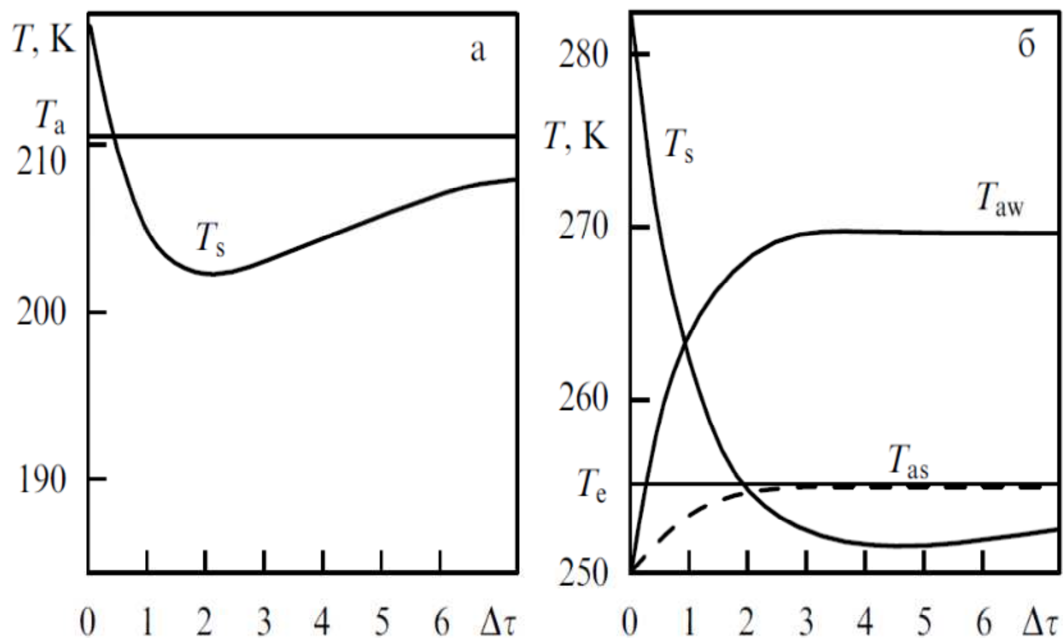


Рис. 5.7. (а) Зависимости T_s и T_a от оптической толщины Aт слоя пыли для тепловой радиации при марсианской пыльной буре. (б) То же после ядерной войны: T_{as} — температура атмосферы над сушей, T_{aw} — температура атмосферы над океаном.

Температуры во время пыльной бури были рассчитаны при помощи оценочных формул (5.9.1), в которых было положено $\kappa = 1$, а невозмущенные значения $a_s = 0{,}76$ и $D = 0{,}76$ были умножены на $\exp(—r_s\Delta\tau_s)$ и $\exp(—r\Delta\tau)$, где $\Delta\tau_S$ и $\Delta\tau$ — приращения оптических толщин для солнечной и тепловой радиации, а r_s и $r = 1{,}66$ — коэффициенты диффузности, причем $\tau_s \approx 4\tau$. Полученные зависимости T_a и T_s от $\Delta\tau$ представлены на рис. 6.3, который показывает, что при $\Delta\tau > 0{,}2$ имеет место антипарниковый эффект.

Катастрофическое замутнение земной атмосферы, упоминавшееся выше, могла бы создать ядерная война. Известно, что правительства двух сверхдержав накопили сообща 20 млрд тонн "ядерной взрывчатки" (в тротиловом эквиваленте) — количество, достаточное для многократного уничтожения всего живого на Земле. Но, может быть, еще не всем известно, что даже без радиоактивности в атмосфере, замутненной тысячами мегатонных взрывов, может развиться катастрофическое похолодание (возможно, необратимое) из-за антипарникового эффекта — так называемая "ядерная зима".

Первой специальной публикацией на эту тему была, по-видимому, статья Крутцена и Биркса (1982 г.). За ней последовали серии работ Голицына с

соавторами, группы Моисеева, других российских и зарубежных авторов.

По поводу указанной библиографии следует высказать несколько замечаний. После банкротства политики нераспространения "ядерной взрывчатки" (характерного для современного общества "золотого миллиарда") чрезмерная сдержанность оценок климатической катастрофы в работах американских специалистов может быть опасной. Более реалистическими представляются оценки, в которых выведены и использованы оценочные формулы (5.9.1) при условии $\tau_s = 10\tau$, соответствующем дымовому аэрозолю "ядерной зимы". Антипарниковый эффект такого аэрозоля оказывается больше 30 °С, т.е. он практически полностью аннулирует эффект парниковых газов (см. рис. 5.7).

Для расчетов "ядерной зимы" были построены специальные численные модели климатической системы. Результаты таких расчетов включают вывод о необратимости состояния "белой Земли", создаваемого "ядерной зимой", вследствие увеличения планетарного альбедо и потери парникового эффекта водяного пара из-за его вымораживания (хотя, вообще говоря, формального доказательства устойчивости того или иного состояния моделируемой системы численные модели дать не могут).

Природную модель "ядерной ночи" мог бы создать "импакт" — падение на Землю очень большого метеорита, скажем, размером порядка 10 км. Альварец и др. высказали гипотезу, что такой "импакт" имел место 65 млн лет назад, создав границу между мезозойской и кайнозойской эрами и, в частности, приведя к гибели динозавров. На некоторых геологических разрезах они обнаружили тонкую прослойку глины с таким возрастом, обогащенную иридием. С другой стороны, есть противоположные сведения — о непрерывности развития жизни, в том числе непрерывности образования, расцвета и вымирания различных форм живых организмов. Однако решающих суждений о гипотезе Альвареца следует ожидать не от климатологов, а от геологов и палеонтологов.

5.11. Использованные источники в п. 5

1. Монин А.С., Шишков Ю.А.. Климат как проблема физики. Успехи физических наук. т. 170, № 4, с. 419 – 447, 2000.

2. Монин А. С. Введение в теорию климата. Ленинград Гидрометеоиздат 1982, 247 с.

3. Голицын ГС. Природные процессы и явления: волны, планеты, конвекция, климат, статистика. — М.: Физматлит, 2004. — 344 с.

4. Переведенцев Ю.П. Теория климата: учебное пособие. 2-е изд. Казань: Казан. гос. ун-т, 2009. 504 с.

5. Кислов А. В. Климатология с основами метеорологии. М. Академия, 2016, 224 с.

6. Кароль И. Л. Ведение в динамику климата Земли. Л. Гидрометеоиздат, 1988.